

• 高等学校教学用书 •

金属塑性变形 物理基础

GAODENG XUEXIAO JIAOXUE YONGSHU



冶金工业出版社

高等学校教学用书
金属塑性变形物理基础
北京科技大学 杨觉先 编

冶金工业出版社出版

(北京北河沿大街莱佛士北巷39号)

新华书店北京发行所发行

冶金工业出版社印刷厂印刷

787 × 1092 1/16 印张 16 3/4 字数 395 千字

1988年11月第一版 1988年11月第一次印刷

印数00,001~2,300册

ISBN 7-5024-0293-4

TG·50 (课) 定价**3.30**元

目 录

1 金属晶体缺陷理论概要	1
1.1 点缺陷	1
1.2 位错理论的产生和位错原子模型	3
1.3 柏氏矢量和柏氏回路	6
1.4 位错的应力场和应变能	10
1.5 位错的受力	13
1.6 位错的萌生和增殖	17
1.7 位错的运动	19
1.8 实际晶体中的位错	28
1.9 点缺陷与位错的相互作用	38
2 金属塑性变形机理	47
2.1 滑移	47
2.2 孪生	65
2.3 扭折带和变形带	75
2.4 扩散塑性变形机理	78
2.5 晶间滑动机理	82
2.6 形变机理图	83
3 金属单晶体的塑性变形和强化	86
3.1 纯金属单晶体的屈服强度	86
3.2 面心立方金属单晶体的塑性变形和加工硬化	93
3.3 固溶体合金的塑性变形	102
4 金属多晶体的塑性变形和强化	105
4.1 晶界对塑性变形过程的影响	105
4.2 金属多晶体的应力-应变曲线	109
4.3 晶粒大小对金属多晶体流变应力的影响	114
4.4 多相合金的塑性变形	121
4.5 纤维增强复合材料的变形和强度	129
4.6 应变、应变速率和温度对流变应力的影响	134
5 金属和合金的断裂与塑性	143
5.1 断裂类型	143
5.2 断裂强度	150
5.3 脆性断裂的位错理论	155
5.4 冲击韧性和脆性转化温度	158
5.5 金属和合金的塑性	162
5.6 不均匀变形和压力加工过程中金属的断裂	172
5.7 金属和合金的超塑性	174
6 冷形变及其后的加热过程和热形变过程中金属的组织结构与性能变化	179

6.1 冷形变后金属组织结构与性能的变化·····	179
6.2 回复·····	183
6.3 再结晶和晶粒长大·····	186
6.4 热形变过程中金属组织结构和性能的变化·····	194
7 形变热处理 ·····	207
7.1 低温形变淬火·····	207
7.2 高温形变淬火·····	211
7.3 控制轧制·····	215
7.4 高强度高塑性组合的形变热处理（变塑现象和变塑钢）·····	220
7.5 预先形变热处理·····	225
8 组织 ·····	228
8.1 组织的基本概念·····	228
8.2 组织的表示方法·····	229
8.3 用腐蚀坑法测定多晶体的组织·····	232
8.4 组织的应用·····	238
8.5 形变组织的形成·····	241
8.6 再结晶组织的形成·····	247
附录 立方晶系晶面间角度表 ·····	255
主要参考文献 ·····	259

1 金属晶体缺陷理论概要

把晶体描述为原子完善的规则排列，这是一种理想晶体的情况。在实际晶体中，原子的排列不可能象理想晶体那样完全规则和完整，而是或多或少地存在着偏离理想结构的区域，出现不完整性。通常把这种偏离完整性的区域称为晶体缺陷。缺陷的产生与晶体的生成条件、晶体中原子的热运动、对金属的加工过程以及其它因素(如辐射)等有关；而且，通常情况下金属都是多晶体，在晶粒的间界处原子的规则排列也必然要破坏。这些都导致晶体产生缺陷。金属晶体虽然有缺陷存在，但从总体来看其结构仍然保持着规律性，仍可认为是接近完整的；即使在严重塑性变形的情况下，晶体中位置偏移很大的原子数目，平均来说至多仅占原子总数的千分之一。因此，晶体缺陷仍可用相当确切的几何图象来描述。

根据晶体缺陷的几何形态特征，可以将它们分成为三大类：

(1)点缺陷 它的特征是在三维方向上尺寸都很小(相当原子的尺寸)，例如空位、间隙位置原子，溶质原子等。

(2)线缺陷 它的特征是在两个方向上的尺寸很小，另一个方向上的尺寸相对很大，故也称一维缺陷，例如位错。

(3)面缺陷 它的特征是在一个方向上的尺寸很小，另外两个方向上的尺寸很大，故也称二维缺陷，例如晶界、亚晶界、相界、孪晶界和堆垛层错等。

在晶体中，缺陷并不是静止地、固定不变地存在着，而是随着各种条件的改变而不断变动的。它们可以产生、发展、运动和交互作用，而且能合并和消失。晶体缺陷的原子结构、它们的能量、相互作用、活动性以及金属性能的影响的学说构成了现代固体物理学的重要篇章。这些内容也就是金属塑性变形物理基础的主要理论依据。

1.1 点缺陷

晶体中，位于点阵结点上的原子并非静止的，而是以其平衡位置为中心不断地作热运动。在一定温度时，原子热振动的平均能量是一定的，但是，各个原子的能量并不完全相等，而且经常变化，此起彼伏。在任何瞬间，总有一些原子的能量大到足以克服周围原子对它的束缚作用，使之有可能脱离其原来的平衡位置而迁移到别处，结果，在原来的位置上就出现了空出的结点，称为空位。

离开平衡位置的原子可以有两个去处：既可迁移到晶体表面上，这样形成的空位通常称为肖脱基缺陷(见图1-1a)；也可迁移到晶体点阵的间隙中，这样形成的空位称为弗兰克尔缺陷，这种情况下，在形成空位的同时产生了间隙位置原子(某些书上亦称为间隙原子，但为了不致与N、H、O、B、C等间隙原子相混起见，本书把这种处于间隙位置的、与基体同类的原子称为间隙位置原子，也有人称为错位原子)，如图1-1b所示。间隙位置原子还可由晶体表面原子移到内部的间隙位置而形成。

空位的存在使周围原子失去一个近邻原子而影响到原子间作用力的平衡，因而，周围的原子都要向空位方向稍微移动一些，造成了点阵的局部弹性畸变。同样，在间隙位置原子所在处附近的点阵也会发生弹性畸变。这两种情况相比，空位引起的畸变较小。

空位等点缺陷与线缺陷、面缺陷的区别之一在于后二者是热力学不稳定的缺陷,而点缺陷可以在热力学平衡的晶体中存在,是热力学稳定的缺陷。在一定的温度下,晶体中有一定数量的空位和间隙位置原子,其数量可以用平衡浓度的概念近似地分别计算出来。

设有 N 个原子的晶体,在平衡时晶体的空位数为 n ,形成一个空位所需要的能量为 U_v ,则可根据热力学推导出空位的平衡浓度

$$C = \frac{n}{N} = Ae^{-\frac{U_v}{KT}} \quad (1-1)$$

式中 A ——由振动熵决定的系数,一般估计在 $1 \sim 10$ 之间;

K ——波尔兹曼常数。

间隙位置原子的平衡浓度也有类似的公式。

为了应用上式求出空位和间隙位置原子的平衡浓度,首先应知道空位或间隙位置原子的形成能(即在晶体中形成一个空位或间隙位置原子所需要的能量)。通常间隙位置原子的形成能要比空位形成能高几倍,例如铜的空位形成能为 1.7eV ,而其间隙位置原子形成能为 4.8eV 。因此,在同一温度下,间隙位置原子浓度低于空位浓度。以上述的铜为例,在 1273K 时,空位的浓度约为 10^{-4} ,而间隙位置原子仅为 10^{-14} ,其浓度比接近 10^{10} 。这说明,在通常情况下,晶体中的间隙位置原子数目甚少,相对于空位可忽略不计。

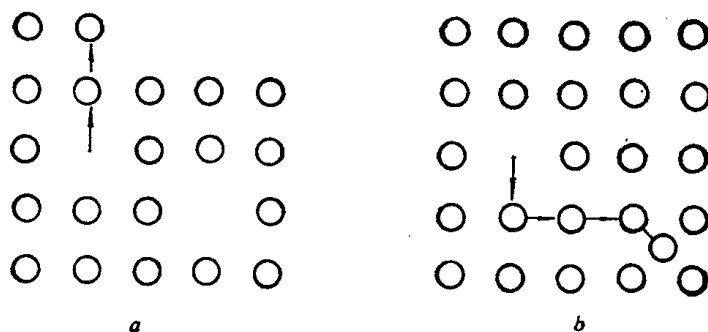


图 1-1 点缺陷示意图

a —肖脱基缺陷; b —弗兰克尔缺陷

晶体中的空位和间隙位置原子不是固定不动的。由于原子间能量的不均匀分布,当空位周围的某个原子因热振动而获得足够的能量,就有可能迁移到该空位去。图 1-2 表示 B 处原子迁移到 A 处,空位的迁移过程相当于自空位 A 迁移至 B 。在这个过程中, B 原子应

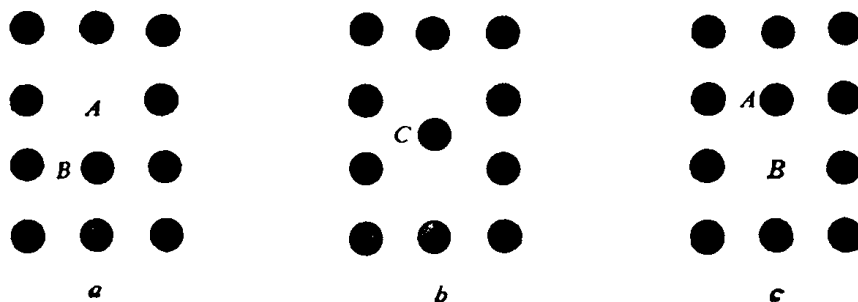


图 1-2 空位从位置 A 迁移到 B 的过程

a —原来位置; b —中间位置; c —迁移后位置

经过中间位置C（见图1-2b）。当原子在位置C时，处于不稳定状态，因而能量较高，空位的迁移必须获得足够的能量来克服此一能垒，故称这一能量的增量为空位迁移能。由于间隙位置原子周围点阵严重畸变，与空位相比，间隙位置原子的迁移能要小。例如铜的间隙位置原子的迁移能约为0.16eV，因此，间隙位置原子比空位容易运动。和间隙位置原子相比较，空位的形成能低，迁移能高，因而空位浓度比间隙位置原子浓度高得多，所以在自扩散过程中，空位机理总是起着优势的作用。

在高温时，金属晶体中的平衡空位数量显著增加，如果缓慢冷却下来，多余的空位将在冷却过程中因热运动而消失在晶体的自由表面、晶界和位错等处；如果从高温急冷（淬火），则在高温时处于平衡浓度的空位，可大部分保留到低温，使晶体中的空位数量远远超过该温度时的平衡浓度，而获得了过饱和的空位。此外，金属冷加工和高能粒子辐照时都可获得过饱和的空位。

空位和间隙位置原子等点缺陷的浓度提高使金属的电阻增加，体积膨胀，密度减小。此外还提高了金属的屈服强度。

空位对高温塑性变形、断裂、扩散和退火等过程起着重要的作用。

溶质原子这种点缺陷对金属性质也有重大影响。

1.2 位错理论的产生和位错原子模型

位错理论出现之前，经典的塑性变形理论认为，塑性变形的主要方式—滑移是一部分晶体在滑移面上、沿着滑移方向，相对于另一部分晶体的刚性整体式地切变。按照这个理论可以估算出纯金属的理论屈服强度。

1.2.1 金属理论屈服强度的估计

1926年Я.И. 弗兰克尔（Френкель）估计了晶体的屈服强度。设金属晶体中原子排列是理想的，相邻两层原子的稳定平衡位置如图1-3所示。两层原子间的力有两种：每层中原子间的相互作用力，这与两层原子的相对位移无关；上下两层原子间的相互作用力，这种力显然是周期性的。如果上下两层原子要相对地移动，亦即要产生相对切变的话，显然必须要克服这种力的作用。

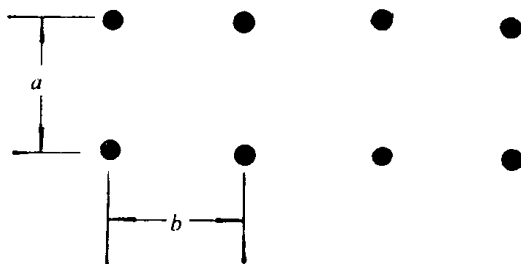


图 1-3 理想晶体中原子的排列情况

如果在晶体的滑移面及滑移方向上施加切应力 τ ，相邻两层原子面之间即产生位移 x ，如图1-4所示。位移 x 与切应力 τ 之间的关系假定为正弦关系，如图1-5所示。当没有加上切应力时，即 $\tau=0$ ，位移 $x=0$ ；当位移为原子间距 b ，即 $x=b$ 时， $\tau=0$ ；当位移到两平衡位置中间，即 $x=b/2$ 时， τ 又为零。这种切应力与位移之间的关系可表示为

$$\tau = \tau_m \sin 2\pi \frac{x}{b}$$

在坐标附近的 $\frac{x}{b}$ 值很小，上式可写为

$$\tau \approx \tau_m 2\pi \frac{x}{b}$$

式中 τ_m ——最大切应力，即正弦波的幅值。

既然从 $\frac{x}{b}$ 的值很小的原点附近来考虑，那么应力与应变的关系就应近似地符合胡克定律，则

$$\tau = G \frac{x}{a}$$

式中 G ——晶体的切弹性模量；

a ——相邻两原子层的间距。

此式相当于图1-5过原点的虚线。合并上两式可得

$$\tau_m \approx \frac{Gb}{2\pi a}$$

为简便计，令 $a = b$ ，则

$$\tau_m \approx \frac{G}{2\pi} \quad (1-2)$$

τ_m 是上下两层原子相对移动过程中所需要加上的切应力的最大值，也就是临界切应力。外加应力超过这个最大值，两层原子面就可以相对地移动下去，晶体的变形就从弹性变形范围进入了塑性变形范围。因此 τ_m 就是金属单晶体的理论切屈服强度。

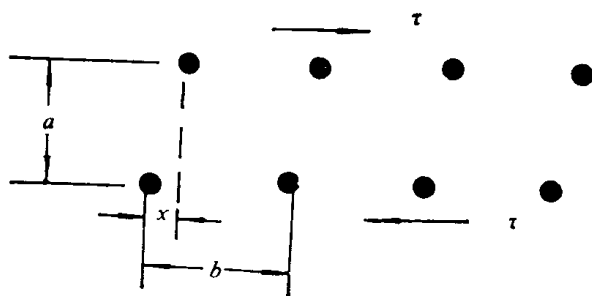


图 1-4 原子面受力后产生的位移

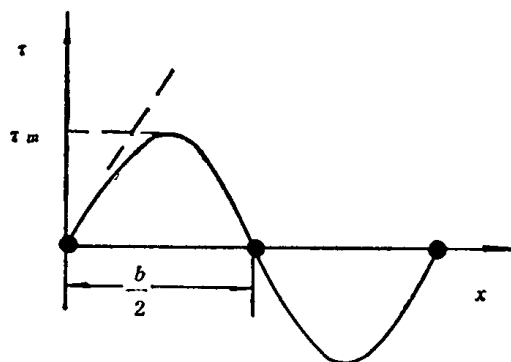


图 1-5 切应力与位移的关系

一般金属的切弹性模量 G 大体在 $10^4 \sim 10^5 \text{ MPa}$ 之间，故晶体的理论屈服强度应为 $10^3 \sim 10^4 \text{ MPa}$ 的数量级。而实验所测得的纯金属单晶体的屈服强度值大致为 1 MPa 数量级，因此金属的屈服强度的理论值同实验值比较，理论值要高 $100 \sim 1000$ 倍以上。即使 E·奥罗万 (Orowan) 对式1-2进行修正，得出 $\tau_m \approx G/30$ ，理论值与实验值亦仍然相差悬殊。

1.2.2 位错理论的产生

根据经典的塑性变形理论的刚性整体式滑移模型，推导出来的理论切屈服强度比实测

数值高100~1000倍以上，这说明实际的滑移过程不是刚性整体式的，迫使人们放弃经典理论，设想滑移是一个逐步进行的过程。

1934年G.I.泰勒 (Taylor)、M.波朗伊 (Polanyi) 和E.奥罗万 (Orowan) 三人分别单独地提出了位错的概念，成功地解释了金属的滑移过程。经过十年左右的发展后，1947年A.H.柯垂尔 (Cottrell) 用溶质原子与晶体中位错的相互作用解释了低碳钢的屈服效应，得到了满意的结果。这使得一个纯粹从假设出发的位错理论，在解释金属力学性质的具体问题上，获得第一次成功。在这之前，位错理论不被科学家们重视。从此后，位错理论得到了很大发展，但仍然处于假设阶段。直到1950年以后，位错的存在才得到间接的证明。1957年蒙塔尔 (Menter) 首先用电镜在铂钛花青晶体中第一次直接观察到位错。至此，位错的存在才最终得到直接的证明，位错理论再也不是假说了。从此以后，位错理论发展得更加迅速。到现在，它不仅成功地解释金属的塑性变形、力学性能等理论问题，而且同晶体的热学、电学、磁学、光学、化学性能等都有密切的关系。它是一门很重要的基本理论。

1.2.3 位错模型

前面已经说过，滑移过程是一个逐步形成的过程，是在滑移面上，从一个小的滑移区域开始，逐步扩大，最后扫过全滑移面的过程。可见在滑移面上，已滑移部分和未滑移部分必定有一条过渡的交界线，这条交界线一般是曲线，这条交界的曲线就称之为位错线。位错线经常简称为位错。滑移逐步进行的过程如图1-6所示。

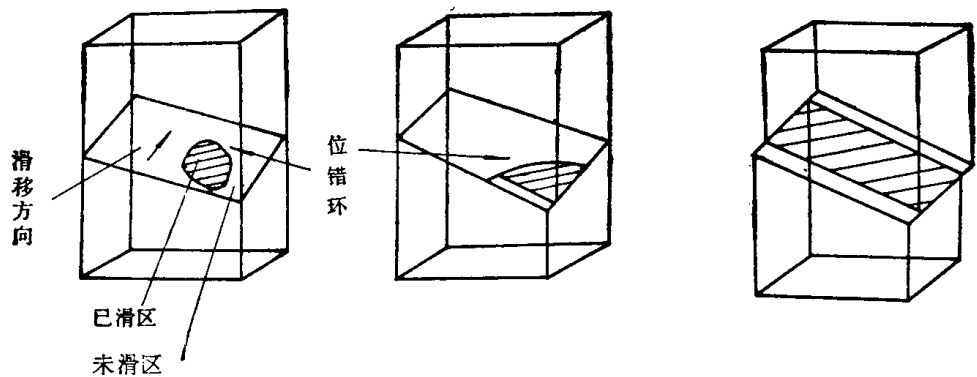


图 1-6 滑移面上逐步进行的滑移过程

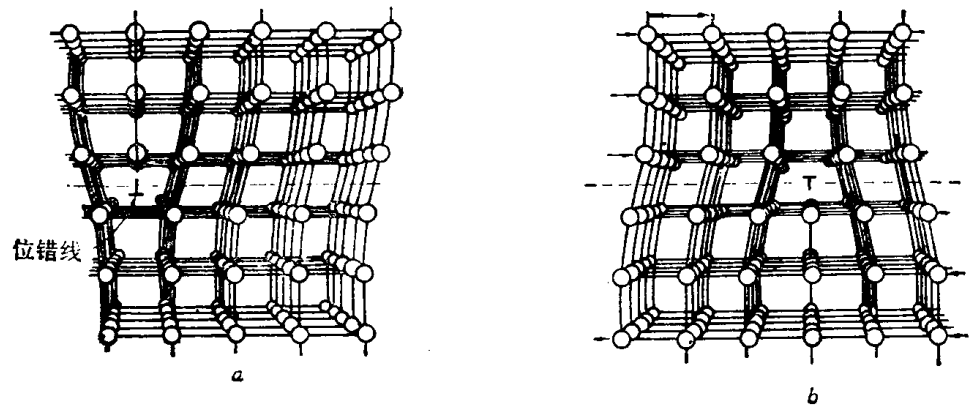


图 1-7 刃位错原子排列模型
a—正刃位错；b—负刃位错

位错环是位错存在的一般形式，如果加以分解，可简化为三种位错形式：即刃型位错、它是位错环上同滑移方向垂直的部分，如图1-7所示；螺型位错，它是位错环上同滑移方向平行的部分，如图1-8所示；混合位错，它是位错环上同滑移方向斜交的部分，如图1-9所示。

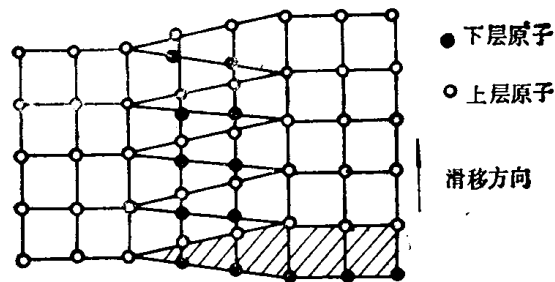


图 1-8 螺位错原子排列模型

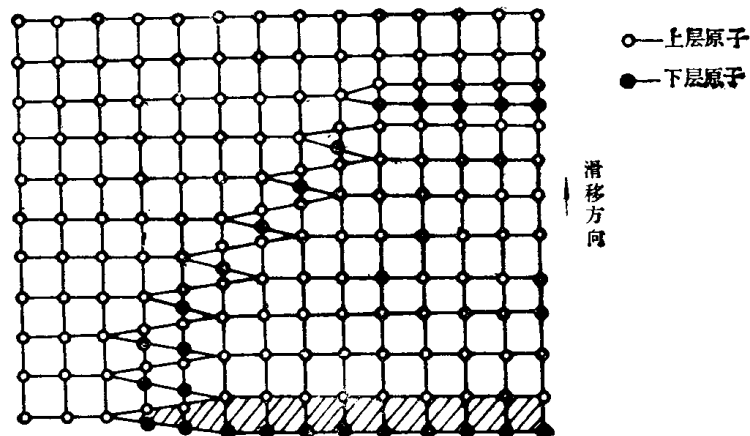


图 1-9 混合位错原子排列的顶视图

1.3 柏氏矢量和柏氏回路

利用原子排列成的空间模型来描述位错的组态，虽然很形象直观，但在复杂的情况下，处处都用原子模型来描述位错是不可能的。即使在最简单的情况下，处处都用原子模型来说明问题，也是很很不方便的。为了更准确、简便地描述位错的性质，我们引入一个用符号 b 来表示的矢量，称为柏格斯矢量。柏氏矢量是由柏氏回路所确定出的矢量。对于可在滑移面上运动的位错来说，柏氏矢量是表示位错扫过滑移面时，滑移面两侧的原子相对位移的方向和距离的矢量。

1.3.1 柏氏矢量的确定-柏氏回路

我们用所谓柏氏回路的方法来确定柏氏矢量。这种方法是用一个含有位错的实际晶体和一个理想晶体做比较。设从实际晶体中的一个垂直于位错的原子面上的任何一个原子平衡位置出发，逆时针方向环绕位错，避开位错中心附近的原子严重错排区域作一闭合回路，回路上每走一步都要连结相邻原子。按照同样的方法，在理想完整晶体中作相应的回

路，它在每一段上走的方向和步数同前者都相同。这时理想完整晶体中的回路的终点和起点将不会重合，自终点向起点引一线段把终点和起点连接起来，这一线段的长度和方向就表示了所确定的柏氏矢量。如果事先规定了位错的方向（一般规定纸面向外的方向为正方向），逆时针作回路，实际晶体和理想晶体中的回路作比较的一套办法。那么所确定的柏氏矢量就是唯一的。下面分别作图说明刃位错和螺位错的柏氏矢量如何确定。

1.3.1.1 刃位错柏氏矢量的确定

A 正刃位错柏氏矢量的确定

按上述方法，首先从实际晶体中垂直于位错线的某晶面上任一原子的平衡位置，例如点A出发，沿逆时针方向，走一步到B，即移动一个原子间距。接着走六步到C、走五步到D，走六步到E、最后再走五步到A点，形成了一个封闭回路。如图1-10a所示。然后，把理想完整晶体的一个晶面上任意一个原子的平衡位置，例如点A'作为起点，仿照实际晶体中的回路作法，即从A'点出发，也按实际晶体回路的方向和每一个方向所走的步数，首先走一步到B'，依次走六步到C'，走五步到D'，走六步到E'，走五步到B'。发现这时回路的终点在B'，而不在A'（见图1-10b）。于是，再从终点B'作一线段连接起点A'。这一 $\overline{B'A'}$ 线段就是实际晶体中的正刃位错的柏氏矢量。它的方向是终点B'指向起点A'的方向，它的模是B'和A'间的距离。

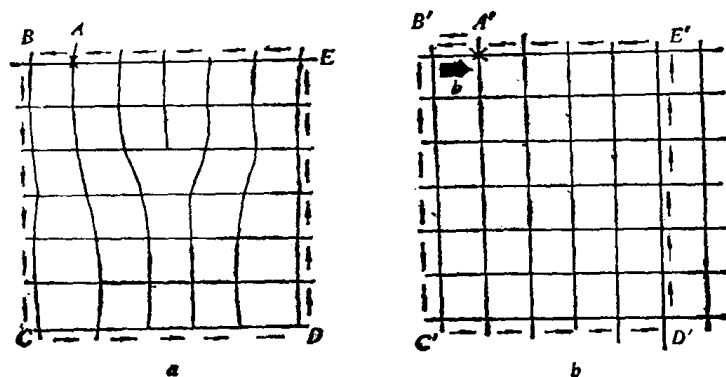


图 1-10 确定正刃位错柏氏矢量的柏氏回路

a—实际晶体中的回路；b—理想晶体中的回路

为什么要用这样的办法来确定柏氏矢量呢？我们知道，柏氏矢量是表示滑移面上下两侧原子相对移动的方向和大小的矢量。位错中心附近的原子都偏离了它们原来的平衡位置，每个原子的偏离量又不一定相同，即具有大小不同的畸变。用柏氏回路的方法，把这些畸变加总起来，反映了畸变的总和，也就反映了滑移面两侧原子相对移动的距离。

B 负刃位错柏氏矢量的确定

按上述同样的方法，在实际晶体中垂直于负刃位错的某个晶面上，首先作出 $ABCD A$ 回路，然后亦在理想完整晶体中的一个晶面上，按 $ABCD A$ 回路的方向和每个方向相应走的步数，作出 $A'B'C'D'E'$ 回路。但此时回路不封闭，若用一线段把终点E'和A'连接起来。回路就封闭了。这一线段 $\overline{E'A'}$ 就是实际晶体中负刃位错的柏氏矢量。其方向为终点E'指向起点A'的方向，其模为E'与A'之间的距离。如图1-11所示。

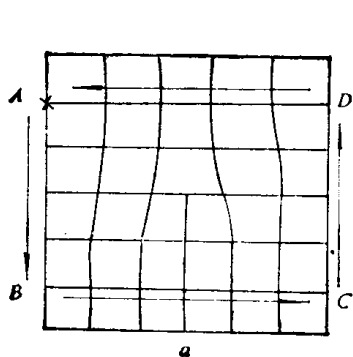


图 1-11 确定负刃位错柏氏矢量的柏氏回路

a—实际晶体中的回路；b—理想晶体中的回路

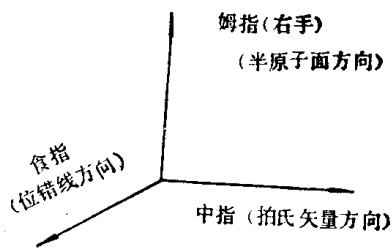


图 1-12 刃位错方向和半原子面以及柏氏矢量方向之间的关系

比较图1-10和图1-11，可见正负刃位错的柏氏矢量的方向正好相反，但它们的方向都是和刃位错垂直的。这时，我们可把刃位错的定义，由前面定义的“和滑移方向相垂直的位错是刃位错”的说法重新定义为：和柏氏矢量相垂直的位错是刃位错。

如果我们仔细观察，还可以发现刃位错线方向、柏氏矢量方向和半原子面之间有所谓右手规则关系。即右拇指表示半原子面方向（拇指指上，表示半原子面在滑移面上边，是正刃位错。拇指指下，表示半原子面在滑移面下边，是负刃位错），中指指向表示柏氏矢量方向，食指指向表示位错线方向。如图1-12所示。

1.3.1.2 螺位错柏氏矢量的确定

A 左螺位错柏氏矢量的确定

类似于刃位错的柏氏回路的做法，首先在实际晶体中和左螺位错相交的一个螺旋面上的A点出发，作出ABCDEF A封闭回路（规定位错线向上为正，逆时针作回路），然后在理想晶体中相应地作出回路A'B'C'D'E'F'G'，这个回路未封闭，用一线段连接终点G'和起点A'，回路就封闭了。线段G'A'就是实际晶体中左螺位错的柏氏矢量。它的方向是终点G'指向起点A'的方向，它的模就是G'和A'间的距离。

B 右螺位错柏氏矢量的确定

类似于前法，在实际晶体中和右螺位错相交的螺旋面上，作回路ABCDEF A。然后在理想晶体中作相应的回路A'B'C'D'E'F'。由图1-14b可见回路的终点F'不和起点A'重合。作一线段连接终点F'和起点A'。线段F'A'就是实际晶体中的右螺位错的柏氏矢量。其方向为终点F'指向起点A'的方向，其模为F'与A'之间的距离。

比较图1-13和图1-14，可见左螺位错的柏氏矢量同位错线（其方向是向上为正）平行反向，右螺位错的柏氏矢量同位错线（向上为正）平行同向。这是一个很有用的结论。

至此，我们也可以把螺位错的定义，由以前定义为“和滑移方向平行的位错叫螺位错”的说法，重新定义为：和柏氏矢量平行的位错是螺位错。

1.3.2 利用柏氏矢量确定位错结构

所谓确定位错结构，就是指确定位错的原子组态是正刃位错还是负刃位错，是左螺位错还是右螺位错或是混合位错。前面，我们利用具体的原子排列模型，确定了位错线方

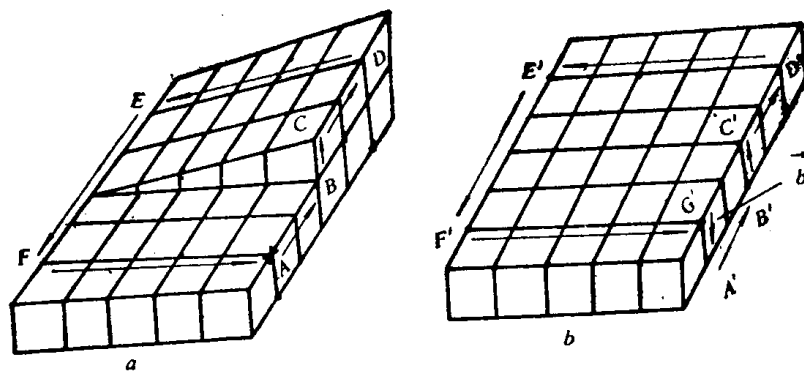


图 1-13 确定左螺位错柏氏矢量的柏氏回路

a —实际晶体中的回路； b —理想晶体中的回路

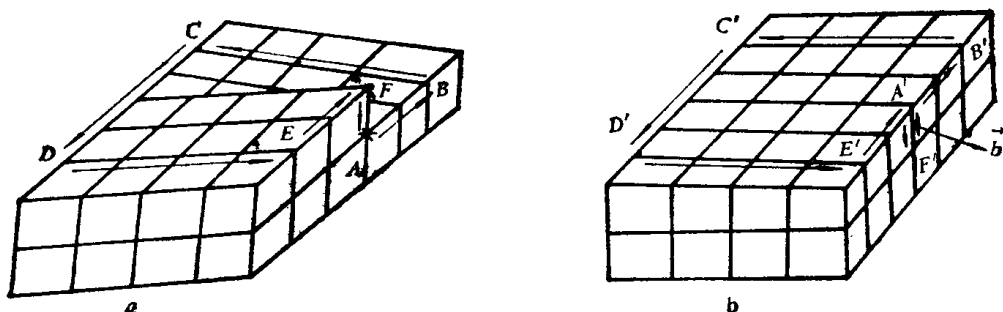


图 1-14 确定右螺位错柏氏矢量的柏氏回路

a —实际晶体中的回路； b —理想晶体中的回路

向、柏氏矢量和正、负刃位错以及左、右螺位错之间的关系。即对刃位错来说，位错线方向、柏氏矢量方向和半原子面方向应符合右手规则；对螺位错来说，左螺位错同柏氏矢量平行反向，右螺位错同柏氏矢量平行同向。以后就可以利用这些关系来确定位错结构了。例如我们若确定了如图1-15上一个任意位错环的柏氏矢量和位错线方向（该环上设顺时针方向为位错正方向），则可利用右手规则确定出 A 点处的一段和柏氏矢量垂直的位错线段为正刃位错， B 点处的一段和柏氏矢量垂直的位错线段为负刃位错。利用平行同向的规则可以确定出 C 点处的一段平行于柏氏矢量的位错线段为右螺位错，利用平行反向的规则可以确定出 D 点处的一段平行于柏氏矢量的位错线段为左螺位错。 A 、 B 、 C 、 D 之间的位错线段显然为混合位错。

1.3.3 柏氏矢量的性质

由用柏氏回路确定柏氏矢量的方法知道：不论柏氏回路扩大或缩小或位移，只要回路不和其它的位错线相交，又避开了位错中心附近原子严重畸变的区域，由此回路确定出的柏氏矢量 b 是一样的，或者说柏氏矢量是不变的。由此可以得出结论：

(1) 一条位错线，只有一个柏氏矢量，或者说沿位错长度方向上柏氏矢量保持不变。这一性质意味着位错滑移运动以后，一条位错线上不同线段所引起的滑移量都是相同的。

(2) 如果几条位错线相交于一点，其方向如图1-16所示，则其中一条位错线的柏氏矢量等于其余几条位错线的柏氏矢量的几何和。

这是好理解的。如图1-16所示，如果 OB 位错线的柏氏矢量为 b_2 ， OC 位错线的柏氏

矢量为 b_3 ，则绕 OB 和 OC 两位错作一大回路所得的柏氏矢量必然等于 $b_2 + b_3$ ，因为柏氏回路加总了两个位错引起的畸变总和。但这一大回路，只不过是确定其柏氏矢量为 b_1 的 OA 位错线上回路的扩大和右移的结果，所以

$$b_1 = b_2 + b_3 \quad (1-3)$$

如各位错线的方向都是朝向节点（或都是离开节点），如图1-17所示则

$$b_1 = -(b_2 + b_3 + b_4)$$

或

$$b_1 + b_2 + b_3 + b_4 = 0$$

即

$$\sum b_i = 0 \quad (1-4)$$

在这种情况下，柏氏矢量之和为零。

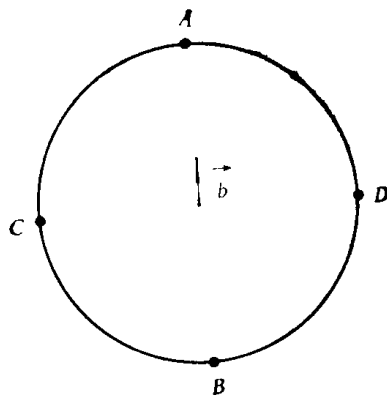


图 1-15 任意位错线上位错结构的确定

此外，我们可以很容易地理解到：位错线只能终止在晶体表面或晶界上，而不能中断于晶体的内部。在晶体内部它只能形成封闭的环或与其它位错相遇于节点。

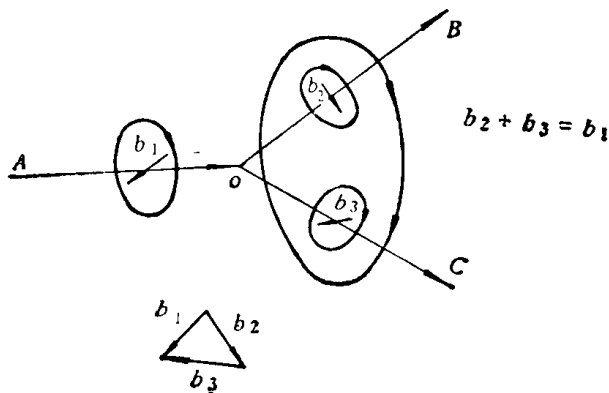


图 1-16 位错线相交时的柏氏矢量

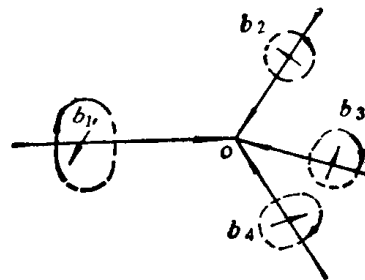


图 1-17 柏氏矢量总和为零的情况

1.4 位错的应力场和应变能

位错是晶体中局部畸变的区域，在它附近必定产生弹性应力场。我们设想晶体是一个连续的各向同性的弹性介质，并忽略位错中心附近点阵结构的影响，根据弹性理论就可以获得非常接近于真实情况的位错应力场的表达式。当知道了应力场后，位错的能量、位错的相互作用、位错和点缺陷的相互作用、位错运动等问题就便于解决了。

1.4.1 螺位错的应力场

把一个中空的各向同性连续介质构成的圆柱体一侧沿 xz 面切开，沿 z 轴方向相对移动距离 b ，然后胶合起来，这个连续介质的圆柱体中的应力场就相当于在 z 轴上存在一个螺位错时，晶体空间中产生的应力场。螺位错的弹性连续介质模型如图1-18所示。根据这个模型用经典的弹性力学方法，就可以计算出除中心部分以外的弹性应力场。解这个问题时，用柱坐标比较方便。用柱坐标的应力分量表示法如图1-19所示。在这个模型中，离中心线为 r 的地方产生切应变

$$\gamma_{\theta z} = \frac{b}{2\pi r}$$

根据胡克定律，在那里相应的切应力

$$\tau_{\theta z} = \tau_{z\theta} = G\gamma_{\theta z} = \frac{Gb}{2\pi r} \quad (1-5)$$

G 为切变模量。由于圆柱体只在 z 方向上切变，所以其它方向的应力分量为零。即

$$\sigma_r = \sigma_\theta = \sigma_z = \tau_{r\theta} = \tau_{\theta r} = \tau_{rz} = \tau_{zr} = 0 \quad (1-6)$$

可见它是一个纯切应力场。 $\tau_{\theta z}$ 与 θ 的数值无关，所以这个纯切应力场是中心对称的。它与 r 成反比，与 Gb 成正比。 r 一定时， $\tau_{\theta z}$ 是常数。

从式1-5和式1-6可看出，当 $r=0$ 时，切应力将是无限大，这是不合理的。前面已说过，假设讨论的对象是连续介质，但位错中心已不符合这一假设，因而这结果不适用位错中心区域。这也就是导出应力场表达式时，把模型的中心部分去掉的原因。这个中心区域的半径 r_0 约为 $0.5 \sim 1 \text{ nm}$ 。

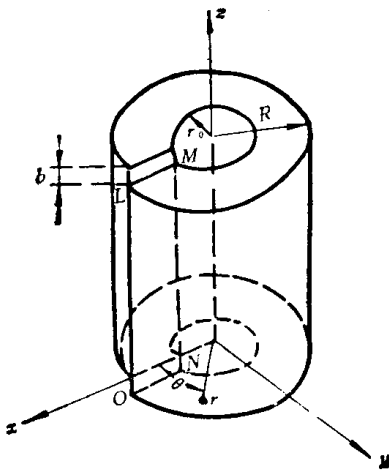


图 1-18 螺位错模型

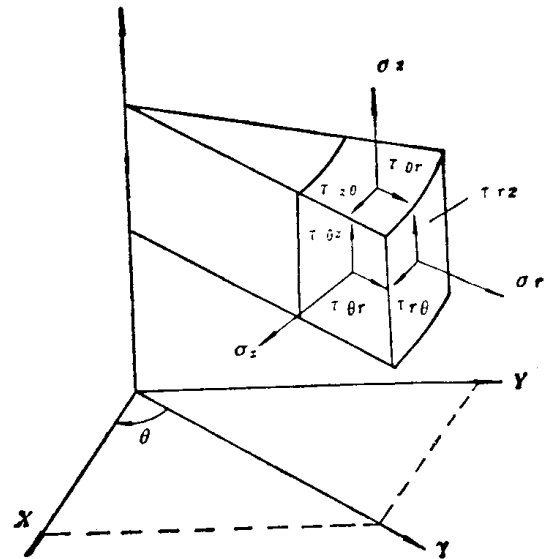


图 1-19 圆柱坐标的各应力分量

1.4.2 刃位错的应力场

刃位错的应力场要复杂一些，但仍可用同样的方法分析。见图1-20和图1-21。把中空的各向同性的弹性连续介质圆柱体的一侧沿 xz 面切开，再沿 x 方向移动距离 b （相当于柏氏矢量的模），然后胶合起来，这样的圆柱体中的应力场就相当于刃位错中心和 z 轴重合时晶体中的应力场。按弹性理论可得：

$$\left. \begin{aligned}
 \sigma_x &= \frac{-Gb}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{y(3x^2+y^2)}{(x^2+y^2)^2} \\
 \sigma_y &= \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{y(x^2-y^2)}{(x^2+y^2)^2} \\
 \sigma_z &= (\sigma_x + \sigma_y)\nu \\
 \tau_{xy} = \tau_{yx} &= \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{x(x^2-y^2)}{(x^2+y^2)^2} \\
 \tau_{xz} = \tau_{zx} = \tau_{yz} = \tau_{zy} &= 0
 \end{aligned} \right\} \quad (1-7)$$

式中 G ——切变模量；

ν ——波桑比；

b ——柏氏模量。

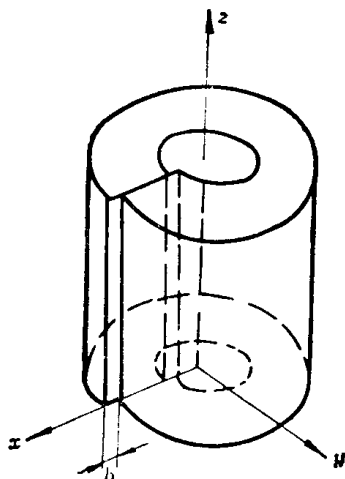


图 1-20 刃位错模型

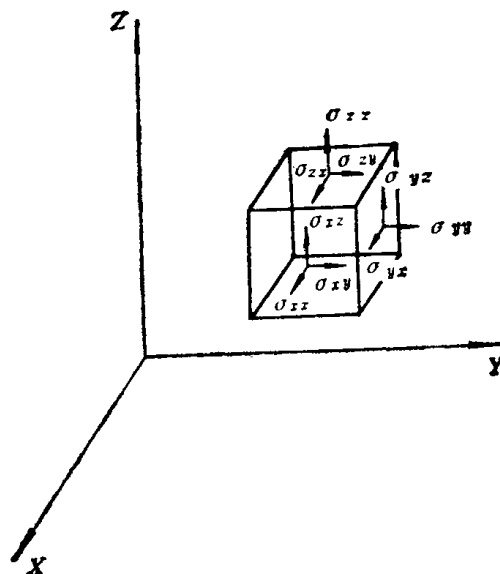


图 1-21 直角坐标的各应力分量

从上式可见，在刃位错周围同时存在正应力分量和切应力分量。所有应力分量均和 z 轴无关。应力场对称于刃位错的多余半原子面，即对称于 y 轴。在滑移面 ($y=0$) 上只有切应力，并且切应力最大。在滑移面上侧， x 方向上的正应力是负的，即受压应力，在滑移面的下侧， x 方向的正应力是正的，即受拉应力。

1.4.3 位错的应变能

位错周围存在弹性畸变，使晶体增加了能量，这部分能量称之为位错的应变能。总的应变能分位错中心部的应变能和中心部以外区域中的应变能两部分。现在先考虑心部以外的应变能。

根据弹性理论，单位体积的应变能等于应变和应力乘积的一半。把单位体积的应变能对单位长度位错线应变区域的体积积分，就得到单位长度位错线的应变能。

对于螺位错来说，其应力场只有切应力分量，如用圆柱坐标表示， r 处的切应力为

$$\tau_{\theta z} = \frac{Gb}{2\pi r}, \text{ 切应变为 } \gamma_{\theta z} = \frac{b}{2\pi r}, \text{ 所以单位体积的应变能为}$$

$$\frac{1}{2} \left(\frac{Gb}{2\pi r} \right) \left(\frac{b}{2\pi r} \right)$$

单位长度的位错从 r 到 $r+dr$ 的能量

$$dW = \frac{1}{2} \left(\frac{Gb}{2\pi r} \right) \left(\frac{b}{2\pi r} \right) 2\pi r dr = \frac{Gb^2 dr}{4\pi r}$$

所以，单位长度螺位错线中心部以外区域中的应变能

$$W_s = \int_{r_0}^{r_1} \frac{Gb^2}{4\pi} \frac{dr}{r} = \frac{Gb^2}{4\pi} \ln \left(\frac{r_1}{r_0} \right) \quad (1-8)$$

单位长度刃位错的弹性能计算比较复杂，其结果为：

$$W_e = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \ln \left(\frac{r_1}{r_0} \right) \quad (1-9)$$

可见刃位错的弹性应变能比螺位错的大 $\frac{1}{(1-\nu)}$ 倍，通常金属的波松比 ν 为 0.3 左右，所以刃位错的应变能同螺位错的应变能是同一数量级的。

以上各式中都含有 r_0 和 r_1 两个数值。其中 r_0 是位错中心区大小，作为近似计算，可令 $r_0 \approx b$ ， r_1 是位错应力场所遍及的范围，如果令 $r_1 \approx 10^{-4} \text{ cm}$ ，式 1-8 和式 1-9 可简化为

$$W = \alpha Gb^2 \quad (1-10)$$

α 在很多书上常取 0.5。从这里可看出位错的应变能正比于 b^2 ，所以常把柏氏矢量 b 称为位错强度。

根据量子力学计算指出，位错中心部应变能是位错总应变能的 $\frac{1}{15}$ 左右。

1.5 位错的受力

1.5.1 位错的线张力

位错的能量与长度成正比。因此，位错有缩短其长度以减少其能量的趋势，这就产生了线张力。位错的线张力 T 定义为使位错线增加其单位长度时所增加的能量，它的数值和单位长度位错线的应变能一样。即

$$T = \alpha Gb^2$$

式中 $\alpha = 0.5 \sim 1$ 。其量纲为 $\frac{\text{J}}{\text{m}} = \frac{\text{Nm}}{\text{m}} = \text{N}$ ，即是力的单位。

1.5.2 外切应力对于位错的作用力

在外切应力作用下，晶体借其内部位错的运动而发生滑移。由于位错移动的方向总是与位错线相垂直的，故可设想有一个垂直于位错线上的作用力，造成了位错的运动。这个“外切应力作用在位错上的力”可以按以下关系求得：

设有切应力 τ 使一小段位错线 dl 在垂直于 dl 的方向上移动了 dS 距离（图 1-22），此段位错线移动的结果使晶体中 dA 面积（ $dA = dl dS$ ）沿滑移面产生了滑移，其滑移量等于位错的柏氏矢量 b 。故切应力所作的功为：

$$dW = (\tau dA)b = \tau dl dS b$$